PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. 9. März 1901. 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

Ch. R. Knipp, Die Oberflächenspannung des Wassers über 100⁰. S. 345.

W. B. Huff, Spektren des Quecksilbers. S. 347.

B. Davis, Eine neue durch stehende Schallwellen hervorgerufene Wirkung. S. 348.

W. H. Julius, Sonnenphänomene als Folgen anomaler Dispersion des Lichtes betrachtet. S. 348.

Referate über die Berichte des Internationalen Physikerkongresses zu Paris:

J. Ch. Bose, Von der Allgemeinheit der molekularen Erscheinungen, die durch die Elektrizität in der unorganischen und lebenden Materie auftreten. S. 353.

D. Hurmuzescu, Die durch Magnetisierung hervorgerufenen physikalischen Veränderungen. S. 353.

Besprechungen:

E. Wiechert, Grundlagen der Elektrodynamik. S. 355.

Eingegangene Schriften. S. 356.

Personalien. S. 356.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Oberflächenspannung von Wasser über 100⁰.

Von Ch. R. Knipp.[1]

Die Hauptschwierigkeit, die Oberflächenspannung von Wasser bei hohen Temperaturen nach der Kapillarmethode zu bestimmen, besteht darin, dass diese Flüssigkeit Glas angreift und es dadurch undurchsichtig macht. Aus diesem Grunde konnte Eötvös[2]) Beobachtungen nur bis 210⁰ ausführen.

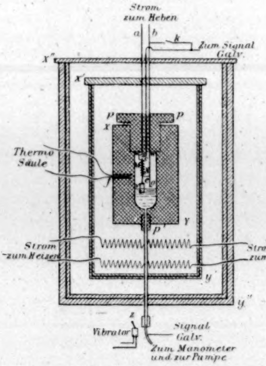
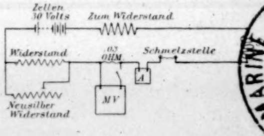


Fig. 1.

In der vorliegenden Untersuchung wurde alles Glas bei den Apparaten vermieden; hierdurch wurden die experimentellen Schwierigkeiten jedoch sehr vergrössert. Die Methode bestand darin, ein zum Teil in Wasser tauchendes Platingefässchen vermittels eines elektrischen Stromes zu heben. Das Prinzip wurde nach jeder Richtung geprüft und alle Fehlerquellen sorgsam untersucht, bevor der eigentliche Apparat konstruiert wurde.

In seiner endgültigen Form bestand derselbe aus einem eisernen Gefäss xy, dessen innere Höhlung 7 cm tief und 3,2 cm breit war. Durch den grossen Stöpsel gingen drei isolierte Drahtkreise, a um die Höhe der Wasseroberfläche zu ermitteln, b um das Gefässchen zu heben und c um ein Signal zu geben, sobald das Gefässchen gehoben war. Der Apparat wurde in einen gut mit Asbest ausgefütterten



MARINE BIOLOGICAL LABORATORY
LIBRARY
WOODS HOLE MASS.

Fig. 2.

Ofen gebracht. Die Temperatur wurde mit Hilfe eines Cu-Pt-Thermoelements bestimmt. Das Innere des Gefässes xy war mit Platin auf Kupfer belegt, so dass also nur Platin mit dem Wasser in Berührung kam.

Den Strom zum Heben des Gefässes lieferten 15 Akkumulatoren; er wurde mit Hilfe eines Millivoltmeters abgelesen. Die Schaltung zeigt Fig. 2.

Der Signalstrom bestand aus zwei Teilen — der eine diente dazu, die Wasserhöhe zu regulieren und der andere, um anzuzeigen, wann das Gefässchen gehoben war (Fig. 3). Die Wasserhöhe wurde durch Schliessen des Schlüssels bei k bestimmt.

Thermosäule und Ducretet-Manometer wurden sorgfältig geaicht.

---

1) Ausführlich in The Physic. Rev. 11, 129, 1900.

2) Wied. Ann. **27**, 448, 1886.

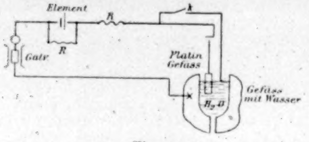


Fig. 3.

I. Dampfdruckkurve des gesättigten Wasserdampfes.

Bevor Messungen über die Oberflächenspannung des Wassers angestellt wurden, wurde der Apparat benutzt, um die Dampfdruckkurve des Wassers zu ermitteln. Temperatur und Druck wurden gleichzeitig abgelesen. Fig. 4 zeigt zwei Dampfdruckkurven, die bis zum kritischen Punkte einander überdecken; jenseits dieses Punktes weichen sie etwas voneinander ab, was davon herrührt, dass die angewandte Wassermenge in beiden Fällen nicht die gleiche war. Tabelle I giebt die Daten für die Kurve in Fig. 4.

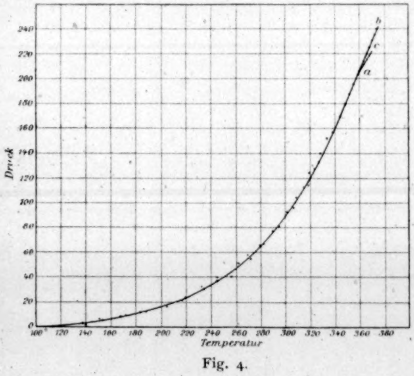


Fig. 4.

Tabelle I.

Temperatur	Druck	Temperatur	Druck
180⁰	9.6 atms.	280⁰	65.9 atms.
190	12.4 „	290	76.8 „
200	15.5 „	300	89.0 „
210	19.0 „	310	103.2 „
220	23.0 „	320	120.0 „
230	27.8 „	330	138.9 „
240	33.6 „	340	159.8 „
250	39.9 „	350	182.2 „
260	47.1 „	355	194.0 „
270	56.0 „	359	205.0 „

II. Oberflächenspannung.

Drei Punkte wurden, bevor die Oberflächenspannung gemessen wurde, untersucht. a) Die Beziehung zwischen dem zum Heben nötigen Strom und dem gehobenen Gewicht. Dieselbe war in dem früher benutzten Apparat linear. b) Die Frage, ob je nach der Tiefe, bis zu welcher das Gefässchen in das Wasser eintauchte, ein verschiedener Strom zum Heben gebraucht wurde, musste auf Grund der experimentellen Ergebnisse verneint werden. c) Der Temperatureinfluss auf das eiserne Gefäss war Null.

Die Beobachtungen wurden in folgender Weise angestellt: Das Gefäss xy wurde ganz mit destilliertem Wasser gefüllt und darauf mit dem Druckapparat verbunden. Es wurde nun langsam erwärmt und sobald die Temperatur genügend gestiegen war, ein Teil des Wassers durch Öffnen des Hahnes, welcher zur Pumpe führte, herausgelassen. Die Wasserhöhe bei O (Fig. 1) jetzt gleich zu bestimmen, gelang nicht, da die Gefässwände und die Drähte u. s. w. in dem Gefäss mit einer Wasserhaut bedeckt waren. Dass dies thatsächlich der Fall war, ergab sich daraus, dass die Isolierung zum Teil versagte. Versuche zeigten, dass erst oberhalb 200⁰ das Wasser schnell genug verdampfte, um die Signalströme benutzen zu können. Diese Schwierigkeit wurde jedoch überwunden, dadurch, dass das Wasser aus dem Gefäss, aber nicht aus der Stahlröhre unmittelbar darunter herausgepresst wurde. Nachdem die Wasserhöhe eingestellt war, wurde der Schlüssel K geöffnet und der Strom zum Heben geschlossen. Temperatur, Druck und der zum Heben nötige Strom wurde zu gleicher Zeit abgelesen.

Es wurde auch die Stromstärke gemessen, welche nötig war, das Gefässchen im Dampfe zu heben. Diese Werte ergaben die Dampfdichte. Da bei aufsteigenden Temperaturen dieselben Werte wie bei den absteigenden erhalten wurden, so hinkt der Apparat nicht nach. Fig. 5 wurde aus verschiedenen Beobachtungsreihen erhalten.

Die Ordinaten in Kurve a stellen Stromstärken dar, welche nötig waren, um das Ge-

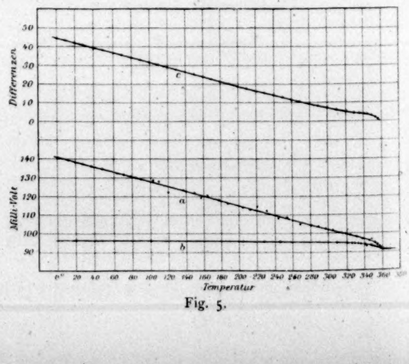


Fig. 5.

fässchen zu heben; sie sind den Oberflächenspannungen proportional. Kurve *b* stellt die Stromstärken dar, welche nötig waren, um das Gefässchen im Dampfe zu heben; dieselbe ist nicht horizontal, sondern nimmt ab, wenn die Dampfdichte zunimmt und wird erst horizontal, wenn der kritische Punkt überschritten ist. Die Oberflächenspannungskurve ist bis 0^0 in der Figur dargestellt; die bezüglichen Messungen wurden mit demselben Apparate ausgeführt. Die Kurve schliesst sich an die für hohe Temperaturen vollkommen an, woraus hervorgeht, dass der Apparat genaue Resultate liefert.

In Kurve *c* sind die Temperaturen Abscissen und die Differenzen zwischen *a b* Ordinaten. Dieselbe giebt erst die wahre Form der Kurve wieder und die richtigen Werte, welche in Tabelle II verzeichnet stehen.

Tabelle II.

Temperatur	Zahlen proportional der Oberflächenspannung	Temperatur	Zahlen proportional der Oberflächenspannung
0	44.2	210	18.2
10	43.2	220	17.
20	41.7	230	15 7
30	40 5	240	14.5
40	39.1	250	13.2
50	37.8	260	12.1
60	36 6	270	10.9
70	35.4	280	9.7
80	34.1	290	8.5
90	32.9	300	7.2
100	31.6	310	6.2
110	30 4	320	5.5
120	29.1	330	4.7
130	27.9	335	4.4
140	26.7	340	4.1
150	25.5	345	3.9
160	24.1	350	3.4
170	23	352.5	3.
180	21.9	355	2.1
190	20.6	357 5	1.
200	19.3		

Aus den Zahlen ergiebt sich, dass die Oberflächenspannung nicht allmählich abnimmt, um beim kritischen Punkte Null zu enden, sondern plötzlich abfällt. Dies fällt auf, da nach Beobachtungen von Ramsay und Shields[1]) die Oberflächenspannungen anderer Flüssigkeiten, z. B. Essigsäure, Äthylacetat u. s. w. sich der Achse asymptotisch nähern. Dass die Form der Kurven *a* und *b* genau ist, ist zweifellos, wenn man die Bedingungen, unter denen sie erhalten wurden, betrachtet. Es ist schon darauf hingewiesen, dass unter 200^0 die Ablesungen unregelmässige, oberhalb 200^0 und besonders oberhalb 240^0 aber äusserst regelmässige Werte lieferten. Die verschiedenen Beobachtungsreihen gaben oberhalb 240^0 genau dieselben Ergebnisse. Die Ablesungen unter 240^0 litten unter zwei Fehlerquellen. Die eine wurde dadurch hervorgerufen, dass sich die Feuchtigkeit im Gefäss kondensierte und bewirkte, dass die Werte für die Oberflächenspannung zu gross wurden. Die andere trat ein, wenn die Drähte gut isoliert waren und rief zu kleine und schwankende Werte für die Oberflächenspannung hervor. Offenbar wurden die zu grossen Werte durch das vermehrte Gewicht des Systems hervorgerufen. Der Grund für die zu kleinen Werte lässt sich nicht so leicht auffinden. Vielleicht rühren sie von Verunreinigungen des Wassers her, welche oberhalb 240^0 ohne Einfluss auf die Oberflächenspannung waren.

Die Ablesungen im Dampfe waren, trotzdem die Beobachtungen eine Reihe von Tagen dauerten, alle, mit einer Ausnahme, sehr regelmässig. Dort, wo *b* (Fig. 5) horizontal wird, ist der kritische Punkt erreicht.

(Eingegangen 31. Dezember 1900.)

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt.)

1) Phil. Trans. Roy. Soc. **184** A, 647, 1893

Spektren des Quecksilbers.

Von W. B. Huff.[1])

Das erhaltene Bogenspektrum war im wesentlichen identisch mit dem von Kayser und Runge beschriebenen, nur wurden noch einige neue Linien im äussersten Ultraviolett beobachtet. Bei Anwendung eines Wechselstromes zwischen Kohle und Quecksilber in Luft wurde nach Einschaltung einer Kapazität in der sekundären Spule das Bogenspektrum verwandelt, und zwar traten hierbei die charakteristischen Funkenspektrumlinien auf. Einschaltung von Selbstinduktion bewirkt, dass dieses Funkenspektrum dem Bogenspektrum ähnlicher wird. Ein langer Funke zeigte Linien, welche in einem kurzen nicht auftreten.

Ging die Entladung zwischen Quecksilberelektroden über, so traten Banden auf, die beim Erhitzen der Röhre verschwanden; die mit kürzeren Wellenlängen hielten sich am längsten. Kapazität in der sekundären Spule vernichtet diese Banden, wenn die Röhre hinreichend erhitzt wird; wird sie nicht genügend erwärmt, so verschwinden sie nur in den Kapillaren und in der Nähe der Kathode, wo die Erhitzung am grössten ist. Selbstinduktion verschärft einige Linien auf Kosten anderer, die unter ganz besonderen Bedingungen erhalten werden. Durch Ändern der Kapazität konnte man kontinuierlich das Bandenspektrum in das Linienspektrum verwandeln.

Röhren von sehr geringem Drucke zeigen eine Reihe von Luftlinien, welche beim Erhitzen verschwinden; auch photographisch liessen sie sich nicht bei höheren Drucken auffinden.

1) Ausführlich in The Astrophysic. Journ. **12**, 103, 1900.

Die Entladung mit einer gewöhnlichen Spule gab dasselbe Spektrum in Röhren, wie mit einem sehr starken Wechselstrom.

(Eingegangen 7. Januar 1901.)

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt.)

Eine neue durch stehende Schallwellen hervorgerufene Wirkung.

Von B. Davis.[1]

Beim Experimentieren mit Kundtschen Staubfiguren wurde die folgende Erscheinung beobachtet. Ein kleiner hohler, an einem Ende geschlossener, am anderen offener Cylinder stellte sich in den stehenden Schallwellen quer zur Röhre ein, d. h. die Achse des Cylinders war senkrecht zu den Strömungslinien. Die Kraft, welche diese Bewegung hervorrief, war ziemlich beträchtlich.

Zum Erregen der stehenden Wellen wurde eine geschlossene Orgelpfeife benutzt, welche ihren ersten Oberton gab. Ein Diaphragma aus dünnem Gummi war in einem Knoten quer zur Röhre befestigt, um die durch Blasen der Pfeife hervorgerufenen Luftströmungen zu beseitigen. Die benutzten Cylinder waren aus Gelatine, 3,1 cm lang und mit einem Querschnitt von 0,45 cm^2. Eine kleine Mühle wurde aus vier solchen Cylindern hergestellt, indem man sie an Kartenpapier festklebte und mit einem Glaszapfen in der Mitte versah. Die Ebene der Mühle war senkrecht zu den Stromlinien. Die Pfeife wurde vertikal befestigt und die Mühle auf eine Nadel gelegt; das Ganze wurde an einem Stabe befestigt, mit dessen Hilfe man die Mühle hinbringen konnte, wohin man wollte. Sobald die Pfeife angeblasen wurde, rotierte die Mühle im Bauch mit grosser Geschwindigkeit, kam aber im Knoten zur Ruhe. Die Verhältnisse der Umdrehungszahlen längs einer $\frac{1}{2}$ Welle gaben eine Sinuskurve.

Die Kraft, welche diese Bewegung hervorrief, wurde mit einer Torsionswage gemessen. Die Pfeife wurde horizontal gelegt und so abgeändert, dass Messungen längs der halben Welle angestellt werden konnten.

Die Kraft war Null in dem Knoten und am grössten im Bauch. Die Kurve, welche mit Hilfe der Quadratwurzeln aus der Torsion als Ordinaten und der Entfernung längs der Pfeife als Abscissen gezeichnet wurde, war ungefähr eine Sinusoïde. Ein Manometer wurde benutzt, um dieselbe Kraft beim Blasen während einer Reihe von Versuchen anzuwenden.

Verschiedene Gase wurden in die geschlossene Kammer der Pfeife, d. h. in den Raum zwischen dem Diaphragma und dem geschlossenen Ende eingeführt. Die Torsionsmessungen wurden nahezu in der Mitte des Bauches der verschiedenen Gase ausgeführt.

	Torsion	Dichte
Luft	1	1
CO_2	1,47	1,52
Leuchtgas	0,77	0,75
Wasserstoff	0,064	0,069

Die eben beschriebene Bewegungserscheinung erklärt sich auf Grund von Dichteänderungen, die eine Funktion der Geschwindigkeiten sind. Die Luft im Cylinder bleibt in Ruhe, während die ausserhalb sich bewegt, wodurch eine Verschiedenheit in der Dichte an beiden Seiten des geschlossenen Endes des Cylinders hervorgerufen wird.

Bernouillis Gleichung für die Beziehung zwischen Dichte, Druck und Geschwindigkeit lautet

$$\int \frac{dp}{\varrho} = R - \frac{1}{2} u^2,$$

hier darf in diesem Falle R vernachlässigt werden.

Führt man in diese Gleichung die adiabatische Gasgleichung ein, integriert und formt den so erhaltenen Ausdruck etwas um, so ergiebt sich

$$u^2 = 2 \frac{p_2 - p_1}{\varrho},$$

wo u die Geschwindigkeit und $p_2 - p_1$ der Ausdruck ist, welcher durch die Torsionswage gemessen wird. Der absolute Betrag der Druckdifferenz war 21 Dynen pro cm^2. Die Pfeife gab 358 Schwingungen und die Amplitude war in der Mitte des Bauches 2,61 mm.

(Eingegangen 7. Januar 1901.)

(Aus dem Englischen übersetzt von G. C. Schmidt.)

1) Ausführlich in The Americ. Journ. of Science 10, 231, 1900.

Sonnenphänomene als Folgen anomaler Dispersion des Lichtes betrachtet.[1]

Von W. H. Julius.

Dass die Fortpflanzung des Lichtes nach jeder Richtung hin geradlinig sei, trifft nur zu für vollkommen homogene Medien. Wird man durch Erwägungen verschiedener Art gezwungen, anzunehmen, dass die Strahlen der Sonne auf ihrem Wege Räume durchsetzen, in denen die Materie ungleichmässig dicht oder aber verschiedenartig zusammengesetzt ist, so sind die Strahlen gekrümmt und man verliert allen Grund zu der Annahme, das beobachtete Licht rühre

1) Aus den Sitzungsberichten der Kon. Akad. v. Wetenschappen te Amsterdam VIII, 510—523, 24. Febr. 1900, mitgeteilt vom Verfasser.

her von Gegenständen, die in der geraden Gesichtslinie liegen.

Obgleich nun niemand die Ungleichmässigkeit der Stoffverteilung in und bei der Sonne bezweifelt, so hat man doch in den Theorien über diesen Himmelskörper die Strahlenbrechung nicht, oder allenfalls viel zu wenig berücksichtigt.

Die Gesetze der gekrümmten Strahlen waren, namentlich durch das Studium der Brechung in der Erdatmosphäre, schon längst bekannt[1]); den ersten wichtigen Versuch aber, den Einfluss zu untersuchen, den die Strahlenbrechung in der Sonne selbst auf den Lauf der Strahlen, die unser Auge erreichen, also auf das von uns empfangene optische Bild, ausgeübt haben muss, verdanken wir Herrn A. Schmidt. Dessen bemerkenswerte Abhandlung „Die Strahlenbrechung auf der Sonne, ein geometrischer Beitrag zur Sonnenphysik"[2]) hat jedoch die ihr gebührende Beachtung bis jetzt kaum gefunden, was vielleicht darin begründet sein dürfte, dass die Schmidtsche Theorie einerseits den herrschenden Anschauungen über Gestalt und Natur des Sonnenkörpers kühn entgegentritt, andererseits aber gerade von denjenigen spezielleren Sonnenphänomenen, welche die Aufmerksamkeit der Beobachter immer am meisten in Anspruch genommen haben, eine genügende Erklärung nicht giebt.

Bekanntlich hat Schmidt dargelegt, dass die scharfe Begrenzung der Sonnenscheibe eine optische Täuschung sein kann. Wäre die Sonne eine unbegrenzte leuchtende Gasmasse von nach aussen hin stetig abnehmender Dichte, so würde, nach dem einfachen Gesetze der regelmässigen Strahlenbrechung, einem entfernten Beobachter ein Bild erscheinen, wie es uns die Sonne thatsächlich zeigt: ein heller, scharf begrenzter Kern, von einer schwach leuchtenden Hülle umgeben. Gegen die Behauptung Schmidts, die Sonne sei nun in der That ein unbegrenzter Himmelskörper, lässt sich also nicht einwenden, dass man doch deutlich eine begrenzte Photosphäre sieht.

Wenn es aber keine Photosphäre gäbe, so wäre den herrschenden Vorstellungen über das Wesen der Fackeln, der Flecken, der Protuberanzen zugleich die Grundlage genommen. Man muss also von der Schmidtschen Theorie fordern, dass sie auch diese vielbekannten verwickelten Erscheinungen auf einfache und plausible Weise in ihr Schema hineinpasse. Der darauf gerichtete Versuch bildet nun die schwächere Seite der oben angeführten Abhandlung; und dieser Lücke wird es wohl hauptsächlich zugeschrieben werden müssen, dass der von Schmidt hervorgehobene grosse Einfluss der Strahlenbrechung auf den Anblick des Sonnenkörpers nicht sofort allgemein anerkannt wurde.

Ohne mich auf die Schmidtsche Ansicht, betreffend das Zustandekommen des Sonnenrandes, zu stützen, will ich nun im folgenden zeigen, dass die meisten Eigentümlichkeiten des Protuberanzen- und des Chromosphärenlichtes sich in ganz ungezwungener Weise als Folgen der Strahlenbrechung deuten lassen, wenn man die Gesetze der anomalen Dispersion in Betracht zieht. Und indem wir nachher diese Gesetze mit der Schmidtschen Theorie in Verbindung bringen, werden wir auch hinsichtlich vieler Fleckenphänomene und anderer Erscheinungen innerhalb des scheinbaren Sonnenrandes auf Erklärungen geführt, die sich durch Einfachheit des Zusammenhanges zu empfehlen scheinen.

Es ist leicht, sich davon zu überzeugen, dass der Brechungsindex des Natriumdampfes für Lichtarten, die von den *D*-Linien in der Wellenlänge nur wenig verschieden sind, sehr stark von dem Index für die übrigen Strahlen des Spektrums abweicht.

Um diese Erscheinung weiter zu prüfen, wandte Herr Becquerel (C. R. 127, S. 399 und 128, S. 145) in einigermassen abgeänderter Form die Kundtsche Methode der gekreuzten Prismen an. Das Bild des Kraters eines Bogenlichtes wurde auf einen in den Brennpunkt einer Kollimatorlinse gestellten horizontalen Spalt entworfen. Das parallele Lichtbündel ging dann durch eine Natriumflamme, der es Becquerel gelungen war, die Gestalt eines Prismas mit horizontaler brechender Kante zu geben, und wurde schliesslich durch ein Fernrohrobjektiv zu einem horizontalen Spaltbild vereinigt, das gerade auf den vertikalen Spalt eines Spektroskops mit ziemlich grosser Dispersion fiel. Ohne Natriumflamme sah man im Spektroskop ein kontinuierliches Spektrum, dessen Höhe selbstverständlich durch die Breite des horizontalen Spaltes bedingt war. Wurde nun die Flamme hineingeschoben und begrenzte man das parallele Strahlenbündel durch ein leicht einzustellendes Diaphragma dergestalt, dass in die Fernrohrlinse nur solches Licht, welches durch einen genügend prismatischen Teil der Flamme gegangen war, hineindringen konnte, so zeigte das Spektrum deutlich die anomale Dispersion. Zu beiden Seiten jeder der beiden dunklen Natriumlinien war das ursprünglich horizontale Spektrumband stark gekrümmt und zwar so, dass für Strahlen, deren Wellenlänge etwas grösser als λD_1 oder λD_2 war, der Brechungsindex des Dampfes schnell wuchs, wenn man sich dem Absorptionsgebiete näherte; indessen für Strahlen,

1) Eine Angabe der Litteratur über diesen Gegenstand findet man z. B. in einer Abhandlung von O. Wiener, Wied. Ann. **49**, 105—149, 1893.

2) Stuttgart, J. B. Metzlerscher Verlag, 1891.

deren Wellenlänge etwas kleiner als λD_1 oder λD_2 war, der Brechungsindex schnell abnahm, wenn man sich den Absorptionslinien näherte. Die Stärke der anomalen Dispersion war bei D_2 grösser als bei D_1.

Als ich diesen Versuch wiederholte, erhielt ich im grossen und ganzen die nämlichen Resultate, konnte aber obendrein in der Erscheinung eine Eigentümlichkeit konstatieren, die Becquerel nicht erwähnt, und die auch in den seine Notiz erläuternden Abbildungen nicht hervortritt. Becquerel sagt, dass beim Einführen der Flamme, wenn sie reich an Natrium ist, die Linien D_1 und D_2 als dunkle, breite Bänder erschienen, und dass zu beiden Seiten jedes Bandes das Spektrum verzerrt sei. In seinen Zeichnungen (Fig. 1 und 2) bezieht sich diese Verzerrung lediglich auf Licht, das sich

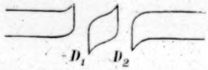


Fig. 1.

ausserhalb des Gebietes der Bänder befindet. Die Strahlenarten, die innerhalb dieses Gebietes, also mehr in die unmittelbare Umgebung der D-Linien gehören, fehlen ganz. Fig. 1 bezieht sich auf einen prismatischen Teil der Flamme, dessen brechende Kante nach oben, Fig. 2 auf

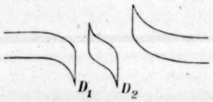


Fig. 2.

einen prismatischen Teil, dessen Kante nach unten gerichtet war. Beide Fälle stellen den Anblick im Fernrohr, also umgekehrte Bilder, dar.

Ich sah jedoch die Erscheinung so wie Fig. 3 sie zeigt. Die gestrichelten Linien bezeichnen die Stellen von D_1 und D_2. Schneidet man durch Einführung eines Schirmes zwischen Flamme und horizontalen Spalt dem elektrischen Licht den Zugang ab, so sind an diesen Stellen die D-Linien als zwei schwach leuchtende, scharf begrenzte Spaltbilder zu erkennen. Das Licht ist schwach, weil sich die Flamme in einer Entfernung von reichlich 70 cm vom vertikalen Spalt befindet und ihre Strahlung fast vollständig durch das verstellbare Diaphragma, das zu der Fernrohrlinse nur ein Lichtbündel von etwa 0,2 qcm Querschnitt zulässt, abgeblendet wird.

Lässt man nun das Kohlenspitzenlicht zutreten und die Flamme durchdringen, so erscheint das Spektrum der Fig. 3 mit so grosser Inten-

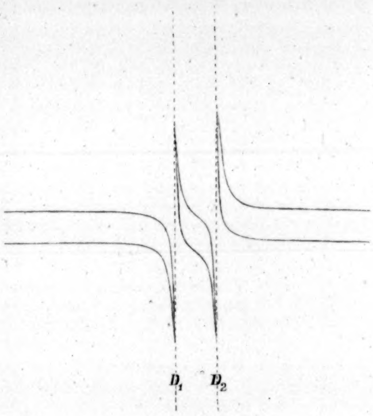


Fig. 3.

sität, dass in der Mitte der dunklen Bänder die hellen Natriumlinien nicht zu unterscheiden sind. Oben und unten im Gesichtsfeld hingegen lassen sie sich noch erkennen als Fortsetzungen der vier hellen Lichtpfeile, welche aus dem Spektrum gleichsam in die Dunkelheit hineingeworfen werden.

Indem ich zu wiederholten Malen das Hauptlicht abblendete und wieder zuliess, überzeugte ich mich, dass das starke Pfeillicht bei der angewandten Dispersion in der That allmählich in das schwache Licht der Emissionslinien übergeht, sowohl was die Intensität als was die Lage im Spektrum anbelangt. Als Spektroskop wurde ein flaches Rowlandsches Beugungsgitter mit 47000 Linien, bei dem das eine der beiden Spektra erster Ordnung sich durch ausserordentliche Lichtstärke auszeichnete, benutzt. Das Fadenkreuz eines Okularmikrometers (von dem 65 Teilstriche der Entfernung der D-Linien im ersten Beugungsspektrum entsprachen) wurde mehrere Male auf den äussersten, noch deutlich sichtbaren Teil eines solchen Pfeiles eingestellt, während die Emissionslinien der Natriumflamme kaum sichtbar waren. Dann entfernte ich das bei der Flamme aufgestellte Diaphragma und blendete das Hauptlicht ab, so dass nun die Natriumlinien deutlich erschienen, und stellte einige Male auf die entsprechende Emissionslinie ein. Die Mittelwerte der beiden Beobachtungsreihen waren unter sich um weniger als einen Teilstrich verschieden; der Pfeil näherte sich also der D-Linie bis auf eine Entfernung von höchstens 0,01 $\mu\mu$.

Aus Becquerels Angaben (C. R. 128, S. 146) lässt sich folgern, dass die am stärksten

abgelenkten Teile der Pfeilspitzen, auf die bei seinem Versuch noch eingestellt werden konnte, durchschnittlich um mehr als 0.1 $\mu\mu$ von den D-Linien entfernt waren.

Es ist mir nicht recht klar, wodurch diese Differenz der Resultate verursacht sein kann; vielleicht enthielt die Flamme Becquerels mehr Natrium als die meine, was aber jedenfalls nicht erforderlich war, um eine genügend starke anomale Dispersion hervorzurufen.

Aus folgendem Experiment ergab sich ganz deutlich, wie schmal das zu jeder Natriumlinie gehörige Absorptionsgebiet in der That nur war. Eine Linse von 20 cm Brennweite wurde zwischen die Fernrohrlinse und den vertikalen Spalt derart aufgestellt, dass auf letzterem anstatt des horizontalen Spaltbildes das Bild des benutzten prismatischen Teiles der Natriumflamme erschien. In diesem Bilde mussten sich also alle Strahlen, die die Flamme durchsetzt hatten und dort nach verschiedenen Richtungen hin gebrochen waren, wieder vereinigen. Die Absorptionslinien waren nun in der That äusserst schmal; sie wurden von den Emissionslinien an einigen Stellen fast vollständig überdeckt.

Entfernte man die Linse von 20 cm Brennweite, so zeigten sich sogleich wieder die Lichtpfeile über und unter den ziemlich breiten, dunklen Bändern des verzerrten Spektrums.

Es ergiebt sich also aus unseren Beobachtungen, dass trotz der bedeutenden Breite der dunklen Bänder im Hauptspektrum, doch nur ein kleiner Teil des dahin gehörigen Lichtes von der Natriumflamme wirklich absorbiert worden ist. Die Flamme hat fast allen Lichtarten den Durchgang gestattet, sogar solchen, deren Wellenlänge von der der D-Linien sich kaum merklich unterschied; sie hat aber diese Strahlenarten viel weiter von dem geraden Wege abgelenkt als die übrigen, weit von den Absorptionslinien entfernten Teile des Spektrums.

Hier liegt also ein Fall vor, wo das Absorptionsspektrum eines Dampfes breite dunkle Bänder zeigt, welche nicht ohne weiteres als Absorptionsbänder zu bezeichnen sind. Die eigentümliche Einrichtung des Experiments gestattete uns, zu sehen, was aus dem Licht, das in der Nähe der Natriumlinien fehlte, geworden war; wäre aber dieses anomal gebrochene Licht durch irgend eine Ursache nicht in das Gesichtsfeld des Spektroskops gelangt, so hätte man diese breiten Bänder wohl ganz der Absorption zugeschrieben. Nicht immer hat man beim Studieren der Absorptionsspektren von Gasen und Dämpfen berücksichtigt, dass die absorbierende Schicht überall gleichmässig dicht sein und nirgends als Prisma wirken soll. Es würde sich lohnen, nachzuforschen, inwieweit jedesmal, wo man Verbreiterung oder Umkehrung der Absorptionslinien beobachtet hat, die Resultate durch die anomale Dispersion beeinflusst gewesen sind.

In meiner Anordnung waren die Absorptionslinien schmal, wenn ich das Hauptlicht einen ziemlich gleichmässigen und nicht prismatischen Teil der Flamme durchdringen liess.

In oben beschriebener Form eignete sich das Experiment nicht zum Erzielen zuverlässiger Zahlenwerte für die Brechungsindices; vorläufig lässt sich nur aussagen, dass die Ablenkung derjenigen Strahlen, deren Wellenlänge den Werten λD_1 und λD_2 sehr nahe kam, die Ablenkung der entfernteren Teile des Spektrums um mehr als das sechs- oder achtfache übertraf. Becquerel giebt an, dass der Index für Wellen, grösser als λD_1 und als λD_2, bis auf 1.0009 steigen kann; für Wellen auf der andern Seite der Absorptionslinien fällt der Index bedeutend unter Eins hinab.

Die Linie D_2 veranlasst in höherem Masse als D_1 das Vorkommen von Brechungsindices, welche kleiner als 1 [1]) sind; die sehr grossen Indices findet man bei D_1 und D_2 ungefähr in gleichem Masse.

Aus Obigem geht hervor:

1) Wenn Licht, von einer Quelle mit kontinuierlichem Spektrum herrührend, einen Raum durchsetzt, in dem Natriumdampf ungleichmässig verteilt ist, so werden die Strahlen in der Umgebung der D-Linien in weit stärkerem Masse als alle übrigen ihre Richtung ändern. Vor allem bezieht sich das auf solche Lichtarten, deren Wellenlänge den Werten λD_1 und λD_2 so nahe ist, dass dieselben von dem Natriumlichte kaum zu unterscheiden sind. Schwach leuchtendem, vom weissen Lichte einer starken Quelle durchstrahltem Natriumdampf kann also in schiefer Richtung (d. h. unter einem gewissen Winkel mit der Richtung der einfallenden Strahlen) ein ziemlich intensives Licht zu entspringen *scheinen*, das dem Natriumlicht täuschend ähnlich ist und dennoch in der fremden Quelle seinen Ursprung hat.

2) Untersucht man das Licht, das den mit Natriumdampf erfüllten Raum nahezu geradlinig durchsetzt, spektroskopisch, so kann der Fall eintreten, dass die Absorptionslinien stark verbreitert erscheinen infolge des Umstandes, dass das dahin gehörige Licht für den grössten Teil seitwärts abgelenkt wird und also den Spalt des Spektroskops nicht erreicht.

Wir beabsichtigen, die erste dieser Folgerungen auf Erscheinungen in der Umgebung der Sonnenscheibe, die zweite auf Eigentümlichkeiten der Fleckenphänomene anzuwenden.

Der Bogen ZZ' (Fig. 4) bezeichne einen Teil

1) In der Figur 3, S. 350, ist der obere Pfeil bei D_2 im Verhältnis zu dem bei D_1 noch etwas zu klein gezeichnet.

Fig. 4.

des Sonnenrandes; in der Richtung nach O hin befinde sich der Beobachter. Man mag nun in ZZ' entweder die Grenze der Photosphäre erblicken, oder aber annehmen, daselbst befinde sich die kritische Sphäre, welche in der A. Schmidtschen Sonnentheorie eine so hervorragende Stelle behauptet. In beiden Fällen wird ein Lichtstrahl, der in irgend einem Punkte A die Fläche ZZ' unter einem Winkel von nahe 90° mit der Normalen verlässt, nach O gelangen auf einer Bahn, deren Krümmung fortwährend abnimmt, wenn wir voraussetzen, die Dichtigkeit der Sonnenatmosphäre werde in der Richtung der Normalen allmählich kleiner. Ein unter ähnlichen Verhältnissen von B ausgehender Strahl folgt dem Wege BO' und erreicht also O nicht; dem Beobachter in O erscheint A noch gerade innerhalb des Sonnenrandes; das Licht von B ist ihm unsichtbar.

Kleine Ungleichmässigkeiten in der Atmosphärendichte auf dem Wege AO werden zwar den Strahlengang einigermassen stören, jedoch nur wenig, wenn wir den Gasen normales Brechungsvermögen beilegen. Die Störungen zeigen sich als flache Kerbungen am Rande der Sonnenscheibe. In ganz gleichem Masse weichen auch Strahlen wie BO' von der Bahn ab, die sie in einer völlig ruhigen Atmosphäre von gleichmässig abnehmender Dichtigkeit durchlaufen würden.

Wir setzen nun voraus, in der Nähe von A, über der Grenzfläche ZZ' befinde sich Natriumdampf in ungleichmässiger Verteilung. Wir denken uns diesen Dampf kaum oder nicht selbstleuchtend. Der grössere Teil des Bündels weissen Lichtes BO' erleidet in demselben, sowie in den anderen dort befindlichen Gasen bloss eine geringe, unregelmässige Strahlenbrechung; die Strahlen aber, deren Wellenlänge wenig von λD_1 oder λD_2 verschieden ist, werden viel stärker abgelenkt, und es ist möglich, dass einige der durch eine gestrichelte Linie bezeichneten Bahn BhO folgen. Alsdann wird man von O aus, in kleiner Entfernung Ah über A Licht sehen können, das von B (einer Lichtquelle mit kontinuierlichem Spektrum) herrührt, und dem Natriumlicht sehr ähnlich ist. Untersuchte man es mittels des Spektroskops, so würde sich aber zeigen, dass sich dieses Licht von dem der D-Linien mehr oder weniger unterscheidet.

Man wäre geneigt, zu meinen, auf dem Wege BhO könnten bloss Strahlen mit abnorm grossem Index, also mit Wellenlängen, die etwas grösser sind als λD_1 oder λD_2, den Beobachter erreichen. Dem ist aber nicht so; denn befände sich über A eine Schicht, die wie ein Prisma wirken sollte, dessen brechende Kante senkrecht zu der Zeichnungsebene stände, und dessen Basis von A abgewendet wäre, so würden Strahlen mit einem Index, kleiner als die Einheit, dem Wege BhO folgen können.

Im Spektrum des Lichtes, das ausserhalb der Sonnenscheibe sich zeigt, lassen sich also solche Strahlenarten erwarten, welche zu beiden Seiten jeder D-Linie liegen. Für das Licht an der roten Seite der Absorptionslinien ist die Wahrscheinlichkeit des Auftretens vielleicht etwas grösser, weil von A nach h die Dichtigkeit eher ab- als zunimmt. Auch ist es klar, dass die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Licht, das sich von dem der D-Linien ziemlich stark unterscheidet, dicht am Rande am grössten ist; dort genügt ja schon eine geringere Anormalität des Brechungsindex, um Photosphärenstrahlen nach der Richtung O hin zu biegen. Hoch über A hingegen wird man für gewöhnlich bloss solches Licht beobachten können, das sich vom D-Licht kaum unterscheiden lässt.

Dieser, aus den Gesetzen der anomalen Dispension sich ergebenden, Beschreibung entspricht nun der an den Chromosphärenlinien thatsächlich beobachtete Hauptcharakter vollständig. Die Linien sitzen gewöhnlich breit auf und laufen pfeilförmig zu.[1]) Namentlich bei den Wasserstofflinien im Chromosphärenspektrum fällt diese charakteristische Gestalt gleich auf.

Es liegt kein Grund vor, um unseren Betrachtungen anlässlich des Natriumdampfes jede Gültigkeit in Bezug auf andere Gase und Dämpfe abzusprechen. Für einige wurde die anomale Dispersion schon dargethan,[2]) für andere gelang dies noch nicht; die Dispersionstheorien aber deuten auf das Vorkommen derselben in höherem oder geringerem Masse bei allen Substanzen hin.

Die eigentümliche Gestalt der Chromosphärenlinien wäre freilich auch, wie es gewöhnlich geschieht, zu erklären aus der Annahme, dass sich in der Chromosphäre intensiv strahlende Gase und Metalldämpfe befinden, deren Dichte nahe an der Photosphäre sehr bedeutend wäre und nach aussen hin schnell abnähme. Das beobachtete Licht würde nach dieser Anschauung ausschliesslich von den leuchtenden Dämpfen herrühren.

1) Man vergleiche die Beschreibung und die Abbildungen in Lockyers Werk „Chemistry of the Sun", S. 109 und 111.
2) Winkelmann, Wied. Ann. **32**, 439.

Unser neues Erklärungsprinzip des Chromosphärenlichtes schliesst die Annahme, dasselbe entspringe thatsächlich teilweise der Eigenstrahlung glühender Gase, keinenfalls aus; wir behaupten nur, dass es sich in den meisten Fällen als abgelenktes Photosphärenlicht auffassen lässt, und man also eine intensive Eigenstrahlung nicht anzunehmen braucht. Eine nähere Zusammenstellung der verschiedenen Sonnenphänomene muss entscheiden, welche Erklärung uns das beste Gesamtbild gewährt.

(Schluss folgt.)

REFERATE ÜBER DIE BERICHTE DES INTERNATIONALEN PHYSIKERKONGRESSES ZU PARIS.

Jagadis Chunder Bose, Von der Allgemeinheit der molekularen Erscheinungen, die durch die Elektrizität in der unorganischen und lebenden Materie auftreten. 24 Seiten.

Verfasser vergleicht Änderungen der Leitungsfähigkeit, welche in pulverförmigen Leitern durch elektrische Strahlen erzeugt werden, nach ihrem zeitlichen Verlaufe mit den Thätigkeitserscheinungen lebender Muskeln und Nerven unter der Wirkung von „Reizen". Er geht zunächst aus von den bekannten Erscheinungen an Kohärern und findet, dass je nach der Natur der angewendeten Leiter (Metallpulver, Metalloxyde, Nichtmetalle verschiedener Art) durch die elektrische Strahlung nicht nur Erhöhung, sondern auch Verminderung der Leitungsfähigkeit auftreten kann; ferner dass bei genügend kurzdauernder Bestrahlung die Restitution von selbst (ohne mechanische Erschütterung) erfolgen kann, weshalb er glaubt, die Erscheinungen nicht durch Verschmelzung gröberer Teilchen durch winzige Induktionsfunken, sondern als Ausdruck molekularer Veränderungen erklären zu sollen, — umsomehr, als auch solide Metallmassen Veränderungen der Leitungsfähigkeit unter dem Einfluss elektrischer Bestrahlung zeigen sollen, allerdings nur in ihren oberflächlichen Schichten.

Wegen des Verfahrens nun, welches Verfasser anwendet, um den zeitlichen Verlauf der „molekularen Reaktion", welche er der Leitfähigkeit zu Grunde legt, graphisch darzustellen (bei Magneteisensteinpulver, Kaliummetall u. s. w.), muss aufs Original verwiesen werden. Er vergleicht den Verlauf auf eine kurzdauernde Bestrahlung hin mit der Zuckungskurve eines Muskels oder dessen Aktionsstrom, welchen er entsprechend einer längst als irrtümlich erkannten früheren Annahme von Burdon Sanderson für synchronisch mit der Zuckung hält; die Erscheinungen bei mehreren aufeinanderfolgenden kurzdauernden Bestrahlungen, sowie bei andauernder Bestrahlung vergleicht er mit den Summations- und Tetanuskurven des Muskels. Erhöhung der Temperatur beschleunigt bei jenen Frittersubstanzen die Restitution der Leitungsfähigkeit, während Abkühlung sie verlangsamt; Verfasser vergleicht dies natürlich mit dem (doch vor allem auch den ansteigenden Schenkel der Thätigkeitskurven betreffenden) Einfluss der Temperatur auf die reizbaren Gewebe. Zu starke, sehr langdauernde Bestrahlung, sowie Beimischung fremder Pulver kann die Restitution der Leitfähigkeit stark hinausschieben: Verfasser vergleicht dieses mit den Wirkungen der Ermüdung und des Veratrins auf den absteigenden Schenkel der Muskelkurve. Er gelangt so schliesslich zu dem Ergebnis, dass auch an anorganischen Substanzen Erscheinungen vorübergehender molekularer Veränderung zu beobachten seien, welche bisher als spezifische „Reizerscheinungen" organischer Gebilde betrachtet wurden. —

Bei aller Beachtung, welche dem Referenten die vom Verfasser beschriebenen Kohärerphänomene zu verdienen scheinen, so muss Referent doch betonen, dass nach den im Original enthaltenen Details die Analogie zu den Aktionsphänomenen der Muskeln und Nerven doch nur eine sehr entfernte ist, zumal da die letzteren vom Verfasser, welcher ja nicht Physiologe zu sein scheint, zum Teil recht fehlerhaft und unrichtig dargestellt worden sind, — derart, dass die Kohärerphänomene ihnen ähnlicher zu sein scheinen, als dies in der That der Fall ist.

Boruttau.

(Eingegangen 16. Januar 1901.)

D. Hurmuzescu, Die durch Magnetisierung hervorgerufenen physikalischen Veränderungen. 11 Seiten.

Die ursprünglichen Versuche den Magnetismus durch die Ampèreschen Ströme zu erklären, sind unfruchtbar geblieben und auch in Verbindung mit der Polarisationstheorie Poissons und den Anschauungen Faradays und Maxwells scheint uns diese Theorie nur sehr vage Aufklärungen über das Wesen des Magnetismus zu geben.

Die Einführung der Begriffe der Suszeptibilität und Permeabilität und die Arbeiten Lord Kelvins haben die experimentelle Forschung am meisten gefördert. Die zahlreichen seither erhaltenen Versuchsergebnisse scheinen darauf hinzuweisen, dass der magnetische Zustand eines Körpers durch Veränderungen im Molekul selbst hervorgerufen wird, während nach den bisherigen Anschauungen es bloss räumliche Orientierungen der Moleküle wären, welche die Veranlassung zu Spannungen im magnetisierten Körper geben sollen, wie sie uns durch die Maxwellsche Theorie geläufig geworden sind.

Die verschiedenen Veränderungen, die man in den Körpern unter dem Einflusse magnetisierender Kräfte nachgewiesen hat, lassen sich in mechanische und physikalische trennen. Sie müssen, als von der magnetischen Energie herrührend, mindestens in erster Annäherung dem Quadrate der Magnetisierung proportional sein.

Hätte man es bloss mit Lagenänderungen zu thun, so dürften homogene, isotrope Körper im Felde keinerlei Volumveränderungen erfahren. Zeigt der Versuch das Gegenteil, so müssen andere Ursachen als einfache Orientierungen angenommen werden, wie z. B. Auftreten neuer Kräfte zwischen den polarisierten Molekülen. Seien diese Kräfte Anziehungen, so folgt unmittelbar daraus Volumkontraktion und man kann, ohne sich weiter in spezielle Hypothesen einzulassen, für diese Kontraktion eine Gleichung gewinnen, indem z. B. für eine magnetische Flüssigkeit die Änderung der gesamten Energie dW gleich wird

$$dW = M d\mathfrak{J} - p dv,$$

worin $d\mathfrak{J}$ die Änderung der Magnetisierung M einen den Zustand des Körpers charakterisierenden Faktor, der von der Feldintensität $\mathfrak{H}$ abhängt, und $p dv$ (p Druck, v Volumen) die mechanische Arbeit darstellen. Da dW ein vollständiges Differential sein muss, folgt $\frac{\partial M}{\partial v} = - \frac{\partial p}{\partial \mathfrak{J}}$ und wenn man $\mathfrak{J}$ mit p derart in Beziehung setzt, dass $\mathfrak{J} = a + bp$ angenommen wird, so folgt $\frac{\partial p}{\partial \mathfrak{J}} > 0$ und $\frac{\partial M}{\partial v} < 0$; also, wenn M wächst, vermindert sich v.

Thatsächlich scheinen Versuche des Verfassers Kontraktionen magnetischer Lösungen (von Eisensalzen) zu beweisen. Das zeigt, dass die Hypothese der blossen Orientierung der Moleküle zur Erklärung der magnetischen Erscheinungen nicht ausreicht. Die Experimente an festen Körpern sind viel unsicherer wegen der mangelnden Homogeneität des Materiales, da die Einflüsse der Struktur und geringer Beimengungen ausserordentlich gross sind, wie dies von zahlreichen Forschern gezeigt wurde.

Die physikalischen Veränderungen sind die folgenden:

1. Änderung des spezifischen Widerstandes, bestehend in einer Zunahme bei Wismut, Abnahme bei Eisen und Nickel[1]). Für magnetische Lösungen sind die Resultate unsicher. (Den positiven Ergebnissen Lussanas stehen die negativen des Verfassers und Milanis entgegen.)

2. Erregung elektromotorischer Kräfte durch Magnetisierung. Eisen wird durch Magnetisierung nach Versuchen von Houllevigue, Chassagny, Lala und Fournier positiv. Am besten ist diese Veränderung in hydroelektrischen Zellen zu ersehen und schon Fresnel hat danach gesucht, aber erst Remsen erhielt 1881 beweiskräftige Resultate. Dieser Forscher zeigte, dass aus Kupfersulfatlösung, die auf magnetisches Eisen gebracht wird, sich das Kupfer den Linien gleicher magnetischer Intensität entsprechend in gleichen Dichten niederschlägt. Die stärksten magnetischen Stellen werden von Säuren am mindesten angegriffen.

Über das Vorzeichen des magnetischen Eisens gegenüber dem unmagnetischen gingen die Versuchsergebnisse lange auseinander. Gross, Nichols, Franklin, Andrews fanden magnetisches Eisen negativ und demnach chemisch stärker angreifbar als minder magnetisches; Rowland und Bell, sowie Squier erhielten das gegenteilige Resultat. Aus theoretischen Gründen schlossen Janet und Duhem, dass magnetisches Eisen weniger stark angreifbar sein sollte. Der Verfasser hat daher diese Versuche aufgenommen und die möglichen Fehlerquellen (worunter in erster Linie Polarisationserscheinungen zu zählen sind) zu eliminieren getrachtet, indem er Wollastonsche Spitzen als Elektroden und ein Kapillarelektrometer verwendete. Nimmt man an, dass die physikalischen Veränderungen nur das Resultat der mechanischen sind, so nähert man sich am meisten den herrschenden Ansichten. Bildet man die Kette magnetisches Eisen a | Säure | unmagnetisches Eisen b, so wird ein Strom entstehen. Habe nun, entsprechend den bisherigen Versuchsergebnissen, das Magnetfeld keinen Einfluss auf den Ionentransport und werde angenommen, dass sich das Eisen auf a in gleichem physikalischen Zustand niederschlage, als es in b war, so lässt sich zeigen, dass die elektromotorische Kraft

$$E = \frac{l}{\delta} \frac{\mathfrak{J}^2}{2k},$$

1) Im „Rapport“ wird offenbar durch ein Versehen die Änderung für Eisen und Nickel als positiv, für *Bi* als negativ angegeben; auch müsste für die ersteren Substanzen der Zusatz $\perp$ den Kraftlinien gemacht werden. Anm. d. Ref.

gesetzt werden kann, worin l das elektrochemische Äquivalent, δ die Dichte und k die als konstant vorausgesetzte Suszeptibilität bedeuten.

Thatsächlich zeigen die Versuche, dass die elektromotorische Kraft, wie es die Formel verlangt, unabhängig von der Feldrichtung ist. Für $\mathfrak{H} = 2000$ (C. G. S.) wird E bei Eisen und verschiedenen Stahlsorten von der Ordnung 0.01 Volt, bei Nickel von 0.001 Volt. Für Wismut ergiebt sich bei gleichem $\mathfrak{H}$ die elektromotorische Kraft in entgegengesetztem Sinne zu rund 0.0001 Volt.

Die abweichenden Resultate früherer Untersuchungen lassen sich vielleicht dadurch erklären, dass, falls die Elektrode selbst ein Magnetpol ist, die auftretende elektromotorische Kraft vom Eisengehalt der Lösung abzuhängen scheint, möglicherweise weil dann in unmittelbar an der Oberfläche haftenden Übergangsschichten die Magnetisierung besonders gross werden könnte.

Zusammenfassend lassen sich die folgenden Sätze als bewiesen erachten.

1. Magnetisierte Körper werden durch Säuren weniger stark angegriffen als unmagnetische.

2. Im System magnetischer Körper | Säure | unmagnetischer Körper wird der unmagnetische zum magnetischen überführt.

3. Auf einer magnetischen Elektrode schlägt sich ein magnetisierter Körper auf den stärker magnetischen Teilen in grösserer Menge nieder, als auf denen geringerer Intensität.

Die diamagnetischen Substanzen zeigen das entgegengesetzte Verhalten. St. Meyer.

(Eingegangen 16. Januar 1901.)

BESPRECHUNGEN.

E. Wiechert, Grundlagen der Elektrodynamik. Festschrift zur Feier der Enthüllung des Gauss-Weber-Denkmals in Göttingen. gr. 8. II u. 112 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1900. Preis M. 3.60.

Die vorliegende Schrift enthält eine systematische Darstellung der Grundlagen der Elektrodynamik; sie sucht von dem gegenwärtig erreichten Standpunkte aus einen Überblick über die historische Entwickelung der Elektrodynamik zu gewinnen, und die Verdienste zu würdigen, welche sich die verschiedenen auf diesem Gebiete thätigen Forscher erworben haben. Wenngleich der Verfasser auf dem Boden der Nahewirkungstheorie steht, so verkennt er doch nicht, dass auch in den Anschauungen der Vertreter der Fernwirkungstheorie ein berechtigter Kern lag; er ist der Meinung, dass erst durch die Vereinigung der beiden Anschauungen die Theorie sich befriedigend gestalten lässt.

Der erste Teil enthält mathematische Vorbemerkungen über Vektoranalysis. Es wird wohl kaum noch bestritten, dass die Begriffe der Vektoranalysis für die mathematische Formulierung gerade der elektrodynamischen Gesetze überaus nützlich sind; es wäre nur wünschenswert, dass man sich über die Schreibweise der verschiedenen Symbole einigte.

Der zweite Abschnitt behandelt die „fundamentalen Thatsachen der Erfahrung". Hier werden von vornherein die Vektoren der elektrischen und magnetischen Kraft in den Vordergrund gestellt, welche durch die ponderomotorische Wirkung auf elektrische Ladungen bezw. elektrische Ströme gemessen werden. Kann man mit Hilfe des Coulombschen Gesetzes berechnen, welchen Beitrag jede einzelne Ladung zu dem resultierenden elektrischen Felde liefert, so kann man die Ampèreschen Gesetze für die Wirkung eines geschlossenen Stromes auf ein Stromelement in der Weise interpretieren, dass man jedem Stromelemente ein magnetisches Feld zuschreibt, gemäss dem Biot-Savartschen Gesetze. Indem der Verfasser dieses letztere Gesetz auch für ungeschlossene Ströme als gültig ansieht, gelangt er zu Grassmanns Elementargesetz für die Wechselwirkung zweier Stromelemente. Für geschlossene Ströme ergiebt sich F. Neumanns Potentialgesetz. Alle diese Gesetze erfahren durch Einführung des magnetischen Vektors eine anschaulichere Fassung. Dass die Entwickelung den entgegengesetzten Weg einschlug, ist wesentlich dem Einflusse Ampères zuzuschreiben, der den Magnetismus auf Molekularströme zurückführte. Hierdurch wird zwar die Abwesenheit von wahrem Magnetismus erklärt; andererseits wäre die Einführung des magnetischen Vektors hier von der weittragendsten Bedeutung gewesen. Gelangt man doch, wie der Verfasser zeigt, unter Zugrundelegung des Biot-Savartschen Gesetzes auch für ungeschlossene Ströme zu dem ersten Systeme der Hertz-Heavisideschen Gleichungen. Das zweite System folgt aus den Induktionsgesetzen von Faraday und F. Neumann.

Der dritte Abschnitt enthält eine Würdigung der Arbeiten Maxwells und der an diesen sich anschliessenden Forscher. Der Kern der Maxwellschen Theorie ist nach dem Urteil des Verfassers „das System seiner elektrodynamischen Formeln, die Erkenntnis, dass wir für die Elektrodynamik die unvermittelten Fernwirkungen ver-

meiden können, die Vereinigung von Optik und Elektrodynamik und das Bewusstsein, dass eine Deutung des ganzen Gebietes der elektrodynamischen und optischen Erscheinungen auf Grund der allgemeinen Mechanik möglich sein wird. Darüber darf indessen nicht vergessen werden, dass die Einfachheit sich zum grossen Teile dadurch ergiebt, dass die in Wirklichkeit äusserst komplizierten elektrodynamischen Vorgänge nach einer einzigen Richtung hin summarisch behandelt werden. „Erblickt doch die Maxwellsche Theorie im galvanischen Strom die gleichförmige Bewegung einer gewissen im ponderablen Flüssigkeit nach einer bestimmten Richtung hin, während wir recht wohl wissen, dass dabei in Elektrolyten positiv und negativ geladene materielle Teilchen nach verschiedenen Richtungen wandern. Wird doch in dielektrischen Medien der jeweilige Zustand durch einen einzigen Vektor $\mathfrak{D}$ gemessen, während uns das optische Verhalten beweist, dass dabei molekulare Vorgänge verschiedener und sehr komplizierter Art nebeneinander stattfinden." Der Fizeausche Versuch über die Lichtfortpflanzung in strömenden Flüssigkeiten wies darauf hin, in welcher Richtung man die Elektrodynamik auszubauen hatte; man musste unterscheiden zwischen den Zustandsänderungen des Äthers und der Materie. Schon Hertz erkannte dies, er konnte sich dennoch nicht zu der Aufstellung einer entsprechenden Theorie entschliessen, da ihm eine solche mehr und willkürlichere Hypothesen zu erfordern schien, als die von ihm ausgearbeitete Elektrodynamik bewegter Körper.

Der erste, der die Unterscheidung von Äther und Materie durchführte, war H. A. Lorentz. Er nahm den Äther als unbeweglich an, und nur die materiellen Atome als beweglich. Auch die Elektrizität ist atomistisch verteilt, und haftet an der Materie. So kehrt die Theorie wieder zu der alten Vorstellung zweier Elektrizitäten zurück; jede Elektrizitätsbewegung wird hier wieder als Konvektionsstrom der „Ionen" aufgefasst. Das elektromagnetische Feld, das von diesen „Ionen" erregt wird, ist durch die Maxwellsche Theorie bestimmt. Von jedem ruhenden Ion geht eine Anzahl von elektrischen Kraftlinien aus; ein bewegtes erzeugt ein magnetisches Feld, derart, dass das Linienintegral der magnetischen Kraft längs einer geschlossenen Kurve proportional dem Gesamtstrom ist, der die Kurve durchfliesst, und der sich aus Konvektionsstrom und Verschiebungsstrom zusammensetzt. H. A. Lorentz nimmt diese Grundformel aus der Maxwellschen Theorie herüber, E. Wiechert dagegen, dessen Untersuchungen eine ähnliche Tendenz verfolgten, und unabhängig von den Lorentzschen geführt wurden, setzt nur die Gültigkeit der Hertz-Heavisideschen Gleichungen für den reinen Äther voraus. Bei der Bewegung der elektrischen Teilchen durch eine Fläche hindurch wird der elektrische Kraftfluss durch die Fläche geändert, wodurch magnetische Kräfte hervorgerufen werden. Stellt sich so das elektromagnetische Feld dar als Superposition der von den einzelnen Teilchen hervorgerufenen Felder, so ist die ponderomotorische Kraft, die ein Teilchen im Felde erfährt, von der elektrischen und magnetischen Kraft an der betreffenden Stelle des Feldes abhängig. Demgemäss lassen sich die elektrodynamischen Erscheinungen ganz allgemein auffassen als Superposition der Wechselwirkungen der einzelnen elektrischen Teilchen, wie es W. Weber annahm. Freilich betrachtete Weber diese Wechselwirkung als Fernwirkung, während sie jetzt als durch den Äther vermittelt angesehen wird, und durch die elektrodynamischen Gleichungen für den reinen Äther bestimmt ist.

M. Abraham.

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Dolezalek, Friedrich, Die Theorie des Bleiakkumulators. Halle a./S., Wilhelm Knapp. 1901. gr. 8. VIII u. 122 S. M. 8.—

Gross, W., Die Berechnung der Schusstafeln. Mit 14 Figuren im Text. gr. 8. IV u. 89 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1901. M. 3.—

Wiener, Hermann, Die Einteilung der ebenen Kurven und Kegel dritter Ordnung in 13 Gattungen. Mit 2 Figuren: I. Die Konfiguaration der neun Wendepunkte einer ebenen Kurve dritter Ordnung. II. Der syzygetische Büschel von Kurven dritter Ordnung. Halle a/S., Martin Schilling. 1901. VI u. 34 S. M. 1.60.

Personalien.

Der Privatdozent an der Universität Greifswald, Dr. Theodor Posner, ist zum Abteilungsdirigenten des chemischen Instituts ernannt worden.

Die goldene Medaille der Londoner Astronomischen Gesellschaft ist für dieses Jahr Professor Pickering, dem Leiter der Sternwarte an der Harvard-Universität in Cambridge (Massachusetts), zuerkannt worden.

Der Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule in München, Robert M. Friese, der um seine Entlassung eingekommen ist, tritt am 1. April in seine frühere Stellung bei der Elektrizitätsgesellschaft vorm. Schuckert & Co. wieder zurück.

Der ausserordentliche Professor der Chemie der Wiener Universität Dr. phil. K. Natterer ist, 40 Jahre alt, gestorben.

Der Senat der Universität Berlin hat beschlossen, in der Aula eine Marmorbüste August Wilhelm v. Hofmanns aufzustellen, welche die Wittwe des Chemikers der Hochschule zu widmen gedenkt.

Der ausserordentliche Professor in der philosophischen Fakultät der Universität Leipzig und Assistent am Physikalischen Institut Dr. Otto Wiedeburg ist als ausserordentlicher Professor an die Technische Hochschule in Hannover zum Ersatz für Prof. Paschen berufen.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.